Теплофизика и аэромеханика, *2023*, *том 30*, *№ 6*

УДК 532.542.4

Модуляция меандрирования течения в зазоре модели периферийной ячейки тепловыделяющей сборки*

М.В. Шестаков, М.В. Токарев

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, *Новосибирск*

E-mail: maximvsh@gmail.com

Тепловыделяющие сборки с плотной упаковкой перспективны с точки зрения повышения коэффициента конверсии и теплоотдачи в малых модульных реакторах. Основной особенностью течения в плотных упаковках является формирование квазипериодических крупномасштабных пульсаций скорости в зазоре между ТВЭЛами, которые приводят к усилению перемешивания между подканалами и сильно увеличивают теплообмен между твэлами и теплоносителем. Появление крупномасштабных пульсаций напрямую связано с отношением шага к диаметру (P/D) пучка стержней и числом Рейнольдса (Re).

В настоящей работе при помощи метода PIV с высоким временным разрешением экспериментально исследуется нестационарная структура течения в зазоре между плоской стенкой и тремя стержнями с относительным шагом $P/D = 1{,}077$. Представлены осредненные, в том числе трехмерные, характеристики течения. Исследовано влияние числа Re на колебания потока в зазоре. При помощи метода POD проведен анализ пространственных наиболее энергетических мод течения. Полученные результаты указывают на наличие нескольких бегущих волн, распространяющихся по потоку. Обнаружена модуляция колебаний потока в зазоре. Результаты исследования хорошо согласуются с результатами других авторов.

Ключевые слова: эксперимент, турбулентное течение, каналы сложной формы, метод PIV, метод POD, меандрирование потока, тепловыделяющая сборка, плотная решетка, узкий зазор, гидродинамика теплоносителя.

Введение

В атомной энергетике широко распространены теплообменные аппараты, основу которых составляет пучок труб или стержней (парогенераторы или тепловыделяющие сборки). Тепловыделяющая сборка представляет собой пучок твэлов — цилиндрических стержней. Свободное пространство между стрежнями образует систему подканалов, соединенных между собой зазорами, которые формируются между стержнями. Тепловыделяющие сборки (ТВС) с плотной упаковкой твэлов являются перспективными для повышения коэффициента конверсии и теплоотдачи в малых модульных реакторах. Одна из ключевых проблем при проектировании малых модульных реакторов заключается в минимизации активной зоны реактора. Плотная решетка может быть потенциальным

* Исследование выполнено при финансировании РНФ (грант № 22-19-00587).

© **Шестаков М.В., Токарев М.В., 2023**

решением этой проблемы. Плотность компоновки пучка стержней характеризуется относительным шагом стержней, который представляет собой отношение расстояния между центрами стержней P к диаметру стержня D. При продольном обтекании пучка стержней основная часть теплоносителя протекает в подканалах, а обмен теплоносителя между подканалами обеспечивают зазоры. Исследования структуры течения в зазорах показали значительное влияние отношения P/D на структуру течения в зазоре (интенсивность турбулентности, касательное напряжение и кинетическую энергию). В частности, были обнаружены крупномасштабные квазипериодические пульсации продольной и поперечной скорости в зазоре между стрежнями [1 – 3]. В зависимости от относительного шага P/D амплитуда пульсации поперечной скорости может достигать 10 % и более от среднерасходной скорости, что намного выше, чем у вторичного потока. Частота крупномасштабных пульсаций скорости в зазоре увеличивается с ростом скорости потока и уменьшением ширины зазора. Число Струхаля, рассчитанное по диаметру стержня и скорости трения ($\mathrm{Sh} = fD/u^*$), не зависит от числа Рейнольдса и обратно пропорционально ширине щели.

Изучению появления крупномасштабных пульсаций скорости в зазоре была посвящена работа [4]. В ней была предложена модель течения, в которой возникновение крупномасштабных пульсаций скорости происходило за счет формирования крупномасштабных вихревых структур, движущихся в шахматном порядке вдоль зазора. Согласно этой модели, крупномасштабные вихревые структуры образуются в результате развития неустойчивости течения на границах зазора. Появление крупномасштабных вихревых дорожек было подтверждено методами трассерной [5] и LIF [6] визуализаций, а также было воспроизведено в численных расчетах [7].

Численное моделирование вихревых структур в плотной решетке, выполненное с помощью URANS-подхода и моделей анизотропной турбулентности, показало, что структура течения и характеристики вихревых структур в зазоре зависят от числа Re и относительного шага P/D [7 – 9]. С увеличением относительного шага P/D масштаб когерентных вихревых структур становится меньше, а расположение — нерегулярным [8, 9]. При $P/D = 1{,}2$ когерентные вихревые структуры плохо идентифицируются. В работе [8] было предложено критическое значение относительного шага — $P/D = 1{,}03$: при увеличении или уменьшении P/D от этого значения когерентность вихревых структур ослабевала.

Появление крупномасштабных квазипериодических пульсаций в зазоре приводит к усилению перемешивания течения между подканалами и интенсификации теплопередачи от стенки ТВЭЛа к теплоносителю, что способствует более равномерному поперечному распределению температуры теплоносителя в ТВС. Квазипериодическое крупномасштабное поперечное течение в зазорах, вызванное распространением и слиянием вихревых структур, может приводить к синхронизации межканального обмена [10]. Формирующаяся квазипериодическая крупномасштабная вихревая структура является своего рода интенсификатором межканального обмена (перемешивания) между подканалами. Однако наличие квазипериодических крупномасштабных вихревых структур может приводить к вибрациям [11] в потоке теплоносителя и, как следствие, возникновению фреттинг-коррозии [12].

Результаты экспериментальных и численных работ указывают на важное влияние структуры и характера течения в зазоре между подканалами на интенсификацию перемешивания, а также на возникновение и интенсивность вибрации в пучках стержней. Результаты последних работ по трехмерному моделированию течения в зазорах показывают, что когерентные структуры взаимодействуют в различных частях зазора и имеют

сложную трехмерную топологию, которая значительно отличается от топологии структур, рассмотренных ранее. Знание детальной структуры потока позволяет лучше понять физическую природу механизмов генерации квазипериодических крупномасштабных пульсаций скорости, управляющих межканальным обменом, и выбрать оптимальные методы управления потоком с целью повышения однородности поля температуры теплоносителя.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования нестационарной гидродинамической структуры течения в зазоре, образованном цилиндром и плоской стенкой, полученные с помощью метода цифровой трассерной визуализации (PIV, Particle Image Velocimetry) с высоким временным разрешением. Выбор упрощенной модели канала, воспроизводящего все основные особенности анизотропного турбулентного течения в зазоре, был обусловлен следующими моментами: исключением влияния пульсаций, генерирующихся соседними зазорами, простотой и возможностью использования широкого спектра оптических методов исследования без проведения дополнительных процедур калибровки, а также возможностью применения различных методов численного моделирования (RANS, URAS, LES, DNS) для расчета.

Параметры эксперимента и измерительной системы

Эксперименты проводились на рабочем участке, представляющем собой прямоугольный канал из оргстекла, в который на ложемент вклеивались три оргстеклянные трубки диаметром $D = 13$ мм (рис. 1). Сформированное поперечное сечение канала представлено схематично на рис. 1*b*. Длина канала составляла 400 мм, а длина оргстеклянной трубки — 295 мм. Расстояние между центрами трубок $P = 14$ мм и, соответственно, относительный шаг $P/D = 1{,}077$. Зазор между стенкой канала и трубками задавался

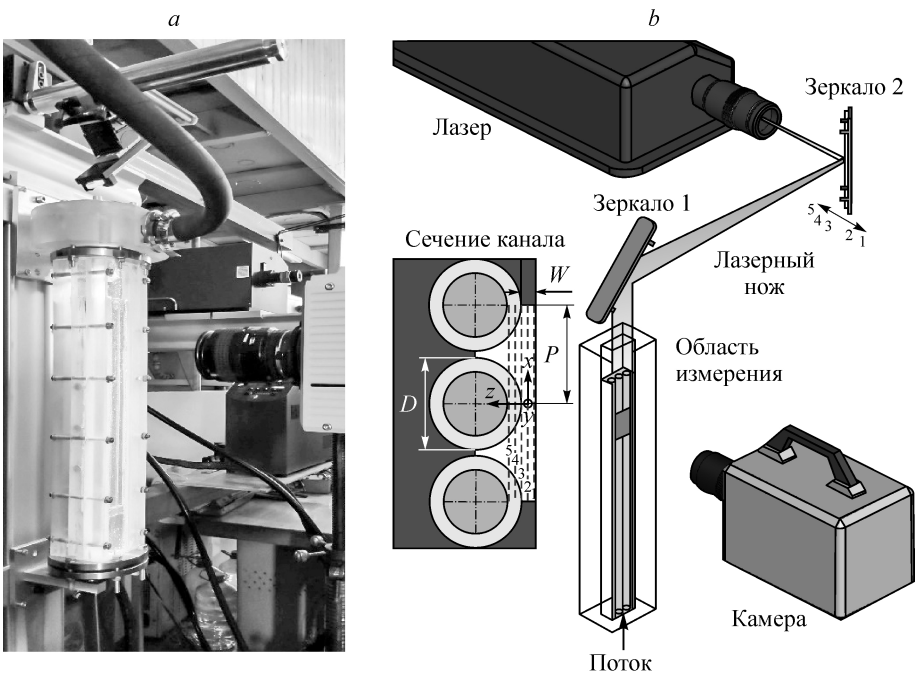

Рис. 1. Фотография рабочего участка и измерительной системы (*a*), расположение компонент измерительной системы и положения измерительных плоскостей (*b*).

вставками, которые формировали минимальную ширину зазора — $W = 2$ мм. Поперечное сечение рабочего участка составляло $S_{set} = 105{,}3$ мм^2, гидравлический диаметр — $d_h = 5{,}6$ мм. Для формирования равномерного профиля скорости перед каналом устанавливался хонейкомб с площадью ячейки $S_{hn} = 2\times2$ мм^2 и толщиной стенки, равной 0,5 мм. Для организации плавного входа в подканалы между хонейкомбом и трубками размещалась профилированная вставка, представляющая собой клин с тремя полуконусами. Рабочий участок, имеющий вертикальное расположение, устанавливался в гидродинамический контур, оснащенный системами контроля расхода и термостабилизации рабочей жидкости, насосом, баком и рабочим участком. В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода. Температура рабочей жидкости поддерживалась постоянной и составляла $25 \pm 0{,}1$ °C. Число Рейнольдса определялось по гидравлическому диаметру d_h и среднерасходной скорости $U_Q = Q/S_{set}$, рассчитанной как отношение расхода к поперечному сечению рабочего участка, и имело вид $\mathrm{Re} = d_h U_Q / \nu$, где ν — кинематическая вязкость. Диапазон чисел Рейнольдса варьировался от 6300 до 18900 ($U_Q = 1{,}19 – 3{,}56$ м/с).

Измерения мгновенных полей скорости проводились с помощью измерительной PIV-системы «ПОЛИС» с высоким временным разрешением (Time Resolved Particle Image Velocimetry). В состав измерительной системы входили: сдвоенный Nd:YLF-лазер New Wave Pegasus (10 мДж, 527 нм, 180 нс), камера Photron FASTCAM SA5 (12 бит, 1024×1024 пикс., 7 кГц), объектив NIKKOR Micro Nikon с фокусным расстоянием 60 мм, два зеркала с возможностью точной юстировки и синхронизирующий процессор BNC. Расположение компонент измерительной системы представлено на рис. 1*b*. Измерительная область освещалась через оптическое окно, установленное в выходном коллекторе, при помощи двух зеркал. Лазерный нож устанавливался параллельно стенке рабочего канала. Параметры лазерного ножа задавались с помощью системы линз. Угол раскрытия лазерного ножа был равен 8°, а его толщина в измерительной области составляла 0,7 мм. Перемещение зеркала № 2 вдоль лазерного луча в направлении лазера позволяло сканировать измерительный объем с точностью 10 мкм. Оптическая ось объектива камеры выставлялась по нормали к стенке рабочего канала. Измерительная область размером 28×38 мм^2 располагалась на расстоянии 195 мм от входа в рабочий участок. Измерения проводились в пяти сечениях канала, расположенных с шагом 1 мм и параллельных передней стенки канала. Положения сечений показаны пунктирными линиями и пронумерованы от 1 до 5 (см. рис. 1*b*). В качестве трассеров использовались полиамидные частицы диаметром 20 мкм и плотностью 1,05 кг/л. Частота регистрации изображений трассеров варьировалась в зависимости от числа Re от 2,5 кГц (Re = 6300) до 5 кГц (Re = 18900).

Для каждого числа Re были получены временные последовательности из 16 379 изображений. Во всем диапазоне чисел Re измерения полей скорости проводились в сечении № 2, равноудаленном от оргстеклянных трубок и стенки канала. На основе измерений, выполненных в пяти параллельных сечениях для числа Re =18900 при помощи кригинг-интерполяции, была проведена реконструкция объемного распределения продольной и поперечной компонент скорости. Обработка изображений проводилась с помощью программного обеспечения ActualFlow (разработка ИТ СО РАН). Перед применением кросскорреляционного анализа выполнялась предобработка изображений, которая заключалась в попиксельном вычитании медианного значения интенсивности, рассчитанного по всей последовательности изображений для каждого пикселя на изображении. Расчет мгновенного поля скорости проводился с использованием итерационного многосеточного

алгоритма с непрерывным смещением расчетного окна. При вычислении скорости было выполнено четыре итерации: по две с разрешением 64×64 и 32×32 пикселей. Пространственное разрешение с учетом 75 % перекрытия на последней итерации составило 0,307×0,307 мм^2 на один вектор скорости.

Результаты эксперимента

Течения в зазорах характеризуются наличием крупномасштабных квазипериодических пульсаций, представляющих собой комбинацию некоторого диапазона масштабов. При помощи методов на основе POD (Proper Orthogonal Decomposition) [13] могут быть извлечены пространственные структуры (моды) и связанные с ними зависящие от времени коэффициенты [14]. Из литературных источников известно, что для квазипериодических по времени течений отдельные когерентные структуры описываются парами сопряженных мод, полученных при помощи POD [15, 16]. Метод POD применялся для анализа структуры и характеристик течения как в одиночных зазорах [17], так и в пучках стержней [18]. Он основан на разложении ансамбля полей мгновенной скорости $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t_i)$ по ортонормированному базису из пространственных функций (мод) $\boldsymbol{\varphi}_n(\mathbf{x})$ с собственными значениями λ_n и временными коэффициентами $a_n(t)$ согласно формулам [19]:

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t_i) = \sum_{n=1}^{N} a_n(t_i)\lambda_n \boldsymbol{\varphi}_n(\mathbf{x}),$$

$$\int_{\Omega} \boldsymbol{\varphi}_i(\mathbf{x})\boldsymbol{\varphi}_j(\mathbf{x})\,dx = \delta_{ij},$$

$$\sum_{n=1}^{N} a_i(t_n)\,a_j(t_n) = N\delta_{ij}.$$

Собственные значения λ_n характеризуют вклад POD-мод в интенсивность пульсаций скорости. Пространственные POD-моды с максимальными собственными значениями соответствуют наиболее энергосодержащим пульсациям скорости в потоке.

На рис. 2 представлены распределения осредненных продольной и поперечной скоростей в поперечных сечениях, реконструированные по распределениям осредненных

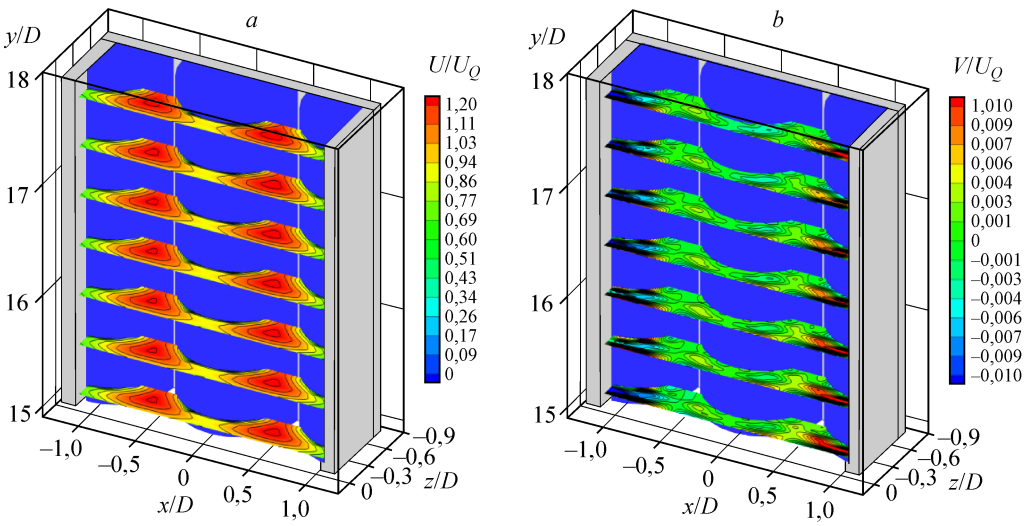

Рис. 2. Реконструированные по пяти сечениям объемные распределения продольной (*a*) и поперечной (*b*) скоростей (Re = 18900).

скоростей, измеренных в пяти продольных сечениях. Распределение продольной скорости качественно совпадает с распределением скорости в периферийной ячейке пучка стержней [20]. Максимальное значение продольной скорости на 20 % выше среднерасходной скорости (U_Q) и сосредоточено в центрах подканалов, расположенных слева и справа от исследуемого зазора. Распределения осредненной продольной и поперечной скоростей являются однородными вдоль направления потока (ось Y) на расстоянии $15D$ от входа в рабочий канал. В зазорах, ограниченных стенками канала, поперечная скорость направлена в сторону боковых стенок и соответствует максимальным значениям, которые не превышают 1 % от U_Q. На границах исследуемого зазора идентифицируются области со встречными поперечными течениями, максимальные значения которых не превышают 0,3 % U_Q. Эти области могут соответствовать слабым вторичным течениям. Количественные данные в виде безразмерных профилей средней скорости, пульсаций скорости и напряжений Рейнольдса представлены на рис. 3. Профили скорости построены в центре измерительной области второго сечения, соответствующего центральному сечению зазора, для всего диапазона чисел Re. В диапазоне чисел Re от 9100 до 18900 распределения представленных безразмерных характеристик не зависят от числа Re. Исключение составляет режим течения, соответствующий $\mathrm{Re} = 6300$ и, по-видимому, имеющий другую структуру течения. Профили продольной скорости несимметричны относительно центра зазора ($x/D = 0$). Части профиля продольной скорости, соответствующие левому (отрицательные значения x/D) и правому (положительные значения x/D) подканалам, имеют небольшие различия в значениях и форме (рис. 3*a*). Данные различия характерны для диапазона чисел $\mathrm{Re} = 9100 - 18900$. В левом подканале вблизи точки $x/D = -0{,}5$ продольная скорость имеет своего рода локальный дефект скорости, что соответствует профилю скорости с двумя точками перегиба. В отличие от левого подканала, в правом профиль скорости при $x/D = 0{,}5$ имеет максимум скорости. Так как измерения однородности потока за хонейкомбом не проводились, то можно предположить, что различия в профилях продольной скорости обусловлены различием начальных условий на входе в подканалы и, как следствие, различием в топологии формирующихся вихревых структур, которые приводят к разнице между встречными поперечными потоками в правом и левом подканалах (рис. 3*b*). Профили безразмерных пульсаций скорости, представленные на рис. 3*c* и 3*d*, симметричны относительно центра зазора и содержат два пика на границах щели ($x/D = \pm 0{,}5$) и минимум в центре зазора. По мере увеличения числа Рейнольдса значения пульсаций скорости уменьшаются. Профили напряжений Рейнольдса имеют общую закономерность в исследуемом диапазоне чисел Re (рис. 3*e*). При увеличении числа Re максимальные значения, расположенные в точках $x/D = \pm 0{,}25$, уменьшаются. При сравнительном анализе профилей средней скорости и напряжения Рейнольдса в окрестности точки $x/D = -0{,}5$ можно заметить, что изменение формы профиля продольной скорости (рис. 3*a*) приводит к локальному изменению распределений напряжений Рейнольдса (рис. 3*e*), которые принимают постоянное значение. Данная особенность характерна для высоких чисел Re (красная и зеленая линии).

Дефект скорости в левом подканале может быть связан с мгновенной структурой течения, для которой характерно появление локальных продольных областей с экстремальными скоростями. На рис. 4 представлены мгновенные векторные поля скорости,

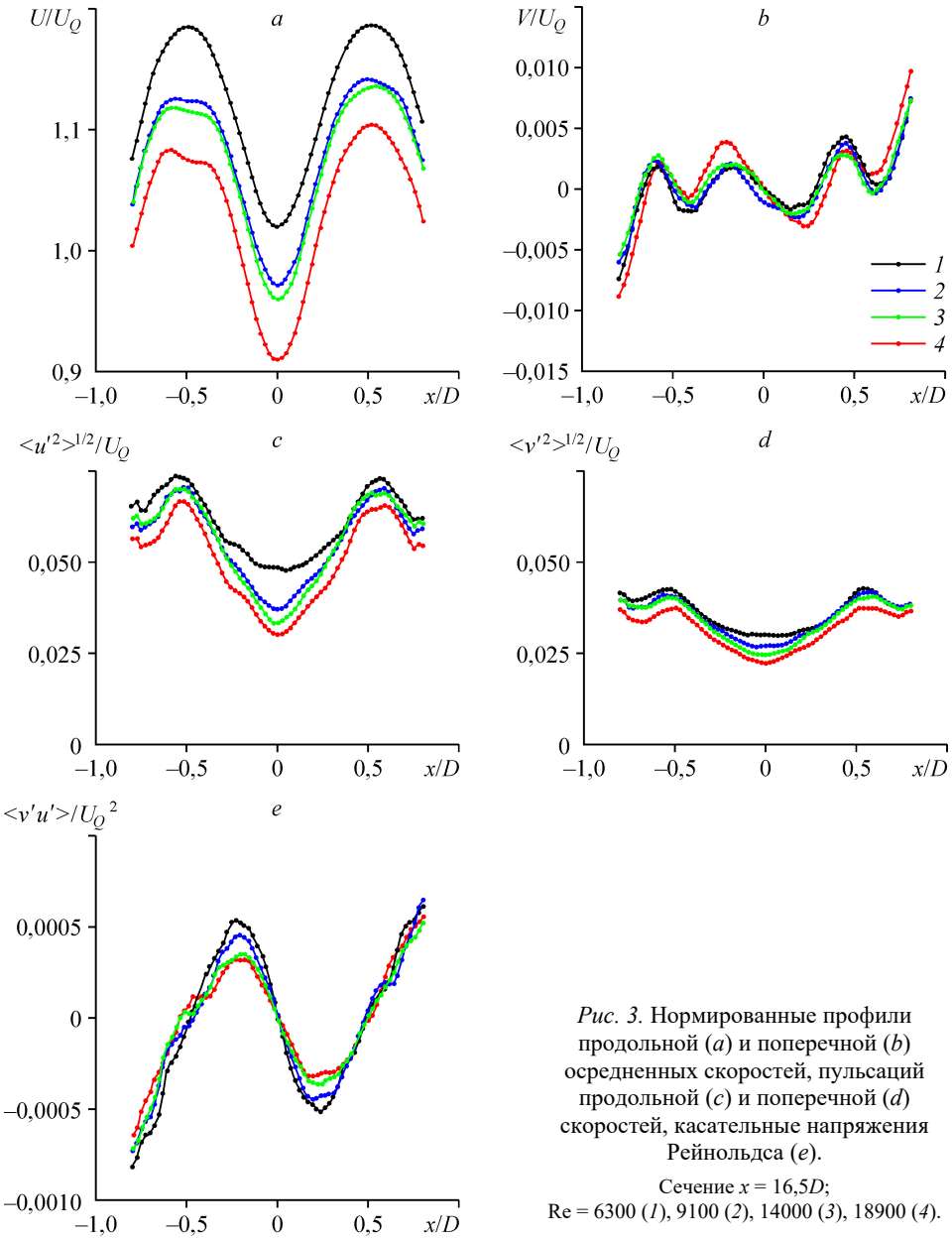

Рис. 3. Нормированные профили продольной (*a*) и поперечной (*b*) осредненных скоростей, пульсаций продольной (*c*) и поперечной (*d*) скоростей, касательные напряжения Рейнольдса (*e*).

Сечение $x = 16{,}5D$;
Re = 6300 (*1*), 9100 (*2*), 14000 (*3*), 18900 (*4*).

где цветом указан модуль безразмерной скорости. Штрихпунктирными линиями отмечены границы центрального цилиндра и его ось. Локальная скорость в указанных областях может быть на 10 % больше (области обведены синими штриховыми линиями) или на 10 % меньше (обведены красными штриховыми линиями) скорости, не входящей в эти области. Анализ последовательностей мгновенных полей скорости показывает, что области с локальными экстремальными значениями скорости образуются регулярно и движутся вниз по потоку, сохраняя форму. Область с минимальными значениями мгновенной скорости располагается в зазоре. На рис. 4*a* можно видеть, что область с минимальными скоростями может проявлять меандрирующий характер (красные штриховые линии).

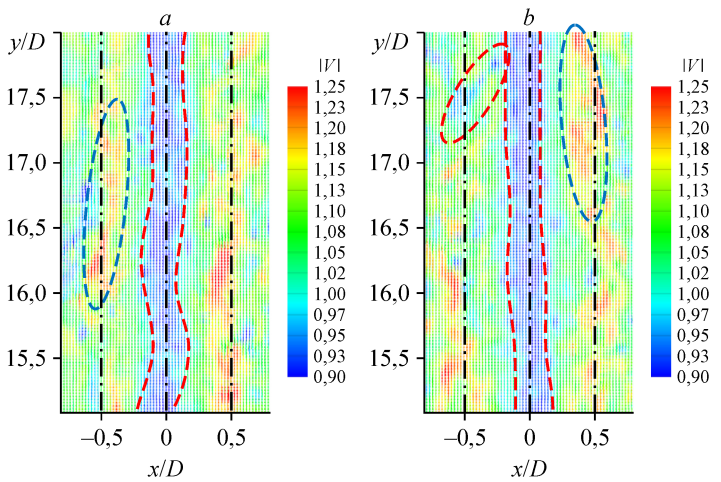

Рис. 4. Примеры мгновенных векторных полей скорости для Re = 18900.

Анализ меандрирующего течения в зазоре проводился на основе данных, полученных при помощи POD-разложения, аналогично работе [21]. POD-разложение применялось к выборке из 3275 мгновенных полей скорости (каждое пятое поле). Сокращение выборки было обусловлено сокращением затрат вычислительного времени, так как прямое

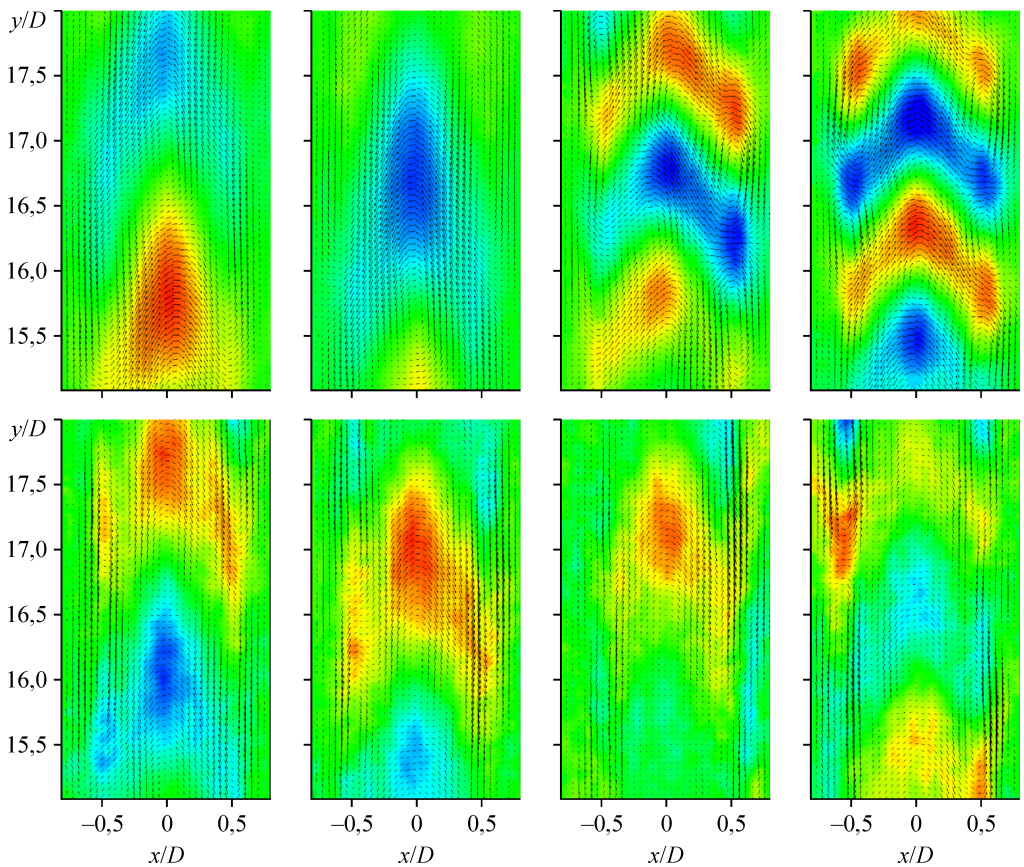

Рис. 5. POD-моды в верхнем ряду слева направо $\boldsymbol{\varphi}_{1x}$, $\boldsymbol{\varphi}_{2x}$, $\boldsymbol{\varphi}_{5x}$ и $\boldsymbol{\varphi}_{6x}$ для Re = 6300 и в нижнем ряду $\boldsymbol{\varphi}_{1x}$, $\boldsymbol{\varphi}_{2x}$, $\boldsymbol{\varphi}_{7x}$ и $\boldsymbol{\varphi}_{8x}$ для Re = 18900.

сравнение первых 15 POD-мод разложения, полученных из всей выборки (16378 полей) и сокращенной, не показало существенных различий. Выбор числа мод реконструкции был основан на прямом сравнении результатов реконструкции по 2, 10, 15 и 72 модам. Повышение числа мод реконструкции выше 15 приводило к добавлению все более мелких масштабов. На рис. 5 представлены поперечные компоненты двух пар POD-мод для Re = 6300 и Re = 18900. На качественном уровне они хорошо согласуются с данными других авторов для течений в зазорах [17, 18]. Представленные пары POD-мод соответствуют квазипериодическим колебаниям потока в зазоре. Первые пары POD-мод $\boldsymbol{\varphi}_{1x}$, $\boldsymbol{\varphi}_{2x}$ соответствуют колебаниям с максимальной длиной волны. Пары POD-мод высокого порядка соответствуют колебаниям с длиной волны в два раза меньше.

Для представления характера течения на рис. 6 приведены мгновенные распределения продольной компоненты скорости, реконструированной по 15 первым POD-модам в различные моменты времени одной выборки. Распределения продольной скорости демонстрируют меандрирующий характер течения в зазоре. Течение в зазоре носит сложный нестационарный характер, сопровождающийся изменением длины волны и амплитуды колебания, а также появлением фазы прекращения колебаний (центральная колонка на рис. 6). При увеличении числа Рейнольдса амплитуда колебаний уменьшается, также с увеличением числа Re происходит изменение структуры течения в подканалах, которое сопровождается уменьшением максимальных значений скорости и появлением локальных областей с экстремальными значениями скорости.

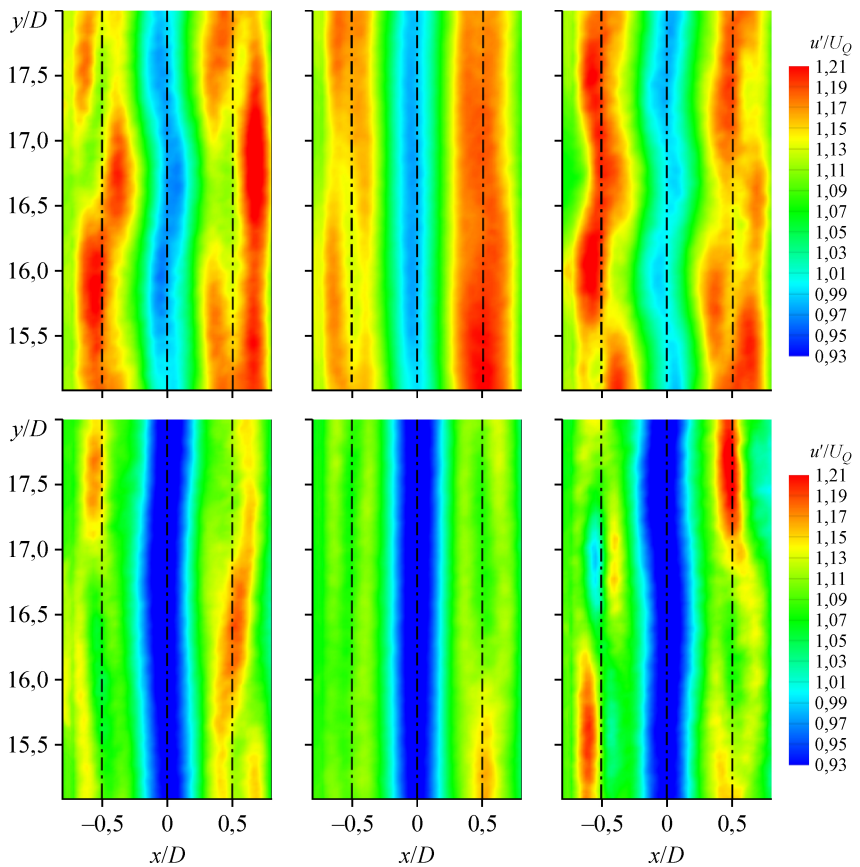

Рис. 6. Распределения продольной компоненты мгновенной скорости, реконструированной по первым 15 POD-модам в три различных момента времени. Верхний ряд — Re = 6300, нижний ряд — Re = 18900.

Изменения длины волны и колебания потока в зазоре согласуются с распределениями поперечной компоненты скорости, реконструированной по 15 первым POD-модам в различные моменты времени одной выборки (рис. 7). Действительно, прекращение колебаний потока в зазоре соответствует практически нулевым значениям поперечной скорости (центральная колонка на рис. 7). Максимальные значения поперечной скорости не превышают 20 % от среднерасходной скорости. При увеличении числа Re происходит уменьшение максимальных значений поперечной скорости.

Изменения масштаба колебаний течения в зазоре соответствуют безразмерным зависимостям отклонения координаты минимума скорости в зазоре от характерной длины, рассчитанной как произведение времени на локальную скорость в точке $(x, y) = (0; 16{,}5D)$ на оси зазора $L_{\text{avr}} = t \cdot U_{(0;\ 16{,}5D)}$. Зависимости, представленные на рис. 8, показывают, что при увеличении расхода жидкости колебания становятся более регулярными, а амплитуда и длина волны колебаний уменьшаются. При высоких числах Рейнольдса в колебаниях появляется длинноволновая модуляция амплитуды колебаний потока, которая проявляется как периодическое уменьшение и нарастание амплитуды колебаний (рис. 8*d*).

Анализ спектров пульсаций скорости показал, что в спектре содержится несколько пиков, близких по значению. Исходя из этого, частота меандрирования определялась по Фурье-спектру временных коэффициентов первой POD-моды [21]. Зависимость частоты,

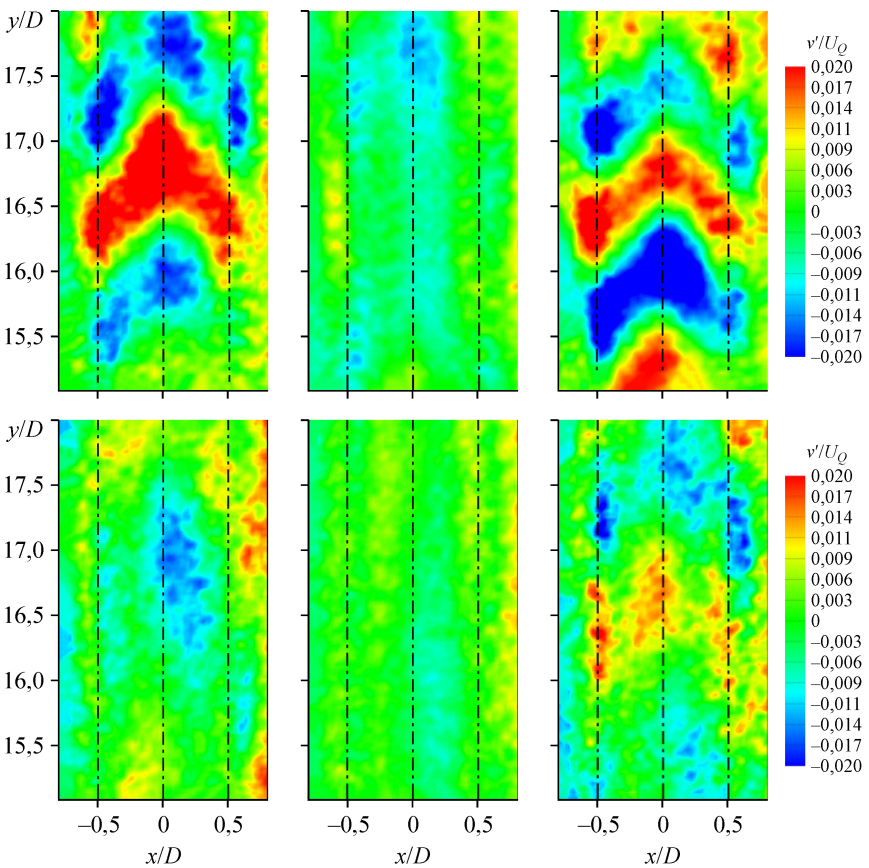

Рис. 7. Распределения поперечной компоненты мгновенной скорости, реконструированной по первым 15 POD-модам в три различных момента времени.

Верхний ряд — Re = 6300, нижний ряд — Re = 18900.

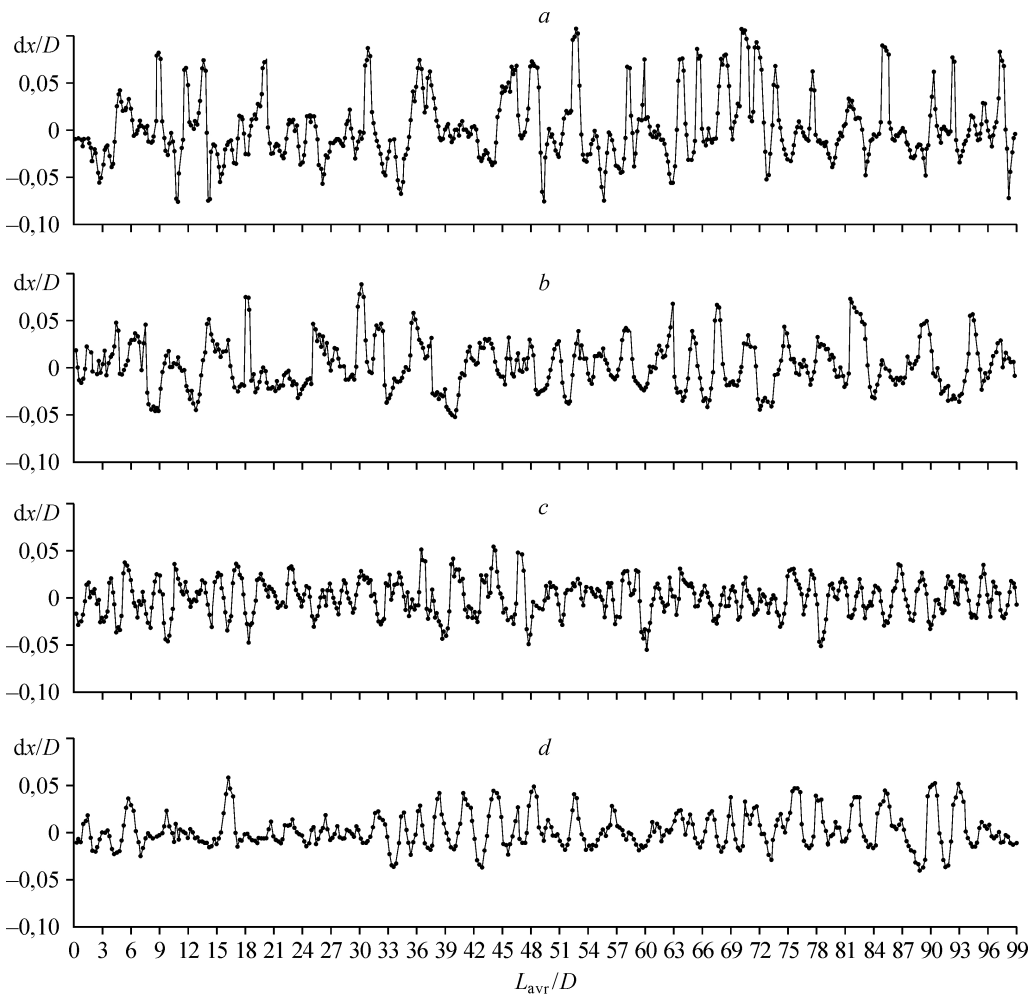

Рис. 8. Зависимости изменения положения минимума скорости в зазоре от безразмерной длины реализации.
Re = 6300 (*a*), 9100 (*b*), 14000 (*c*) и 18900 (*d*).

соответствующей пикам в спектрах временных коэффициентов $a_1(t)$, от числа Re представлена на рис. 9*a*. Видно, что частота колебаний имеет линейную зависимость от числа Re,

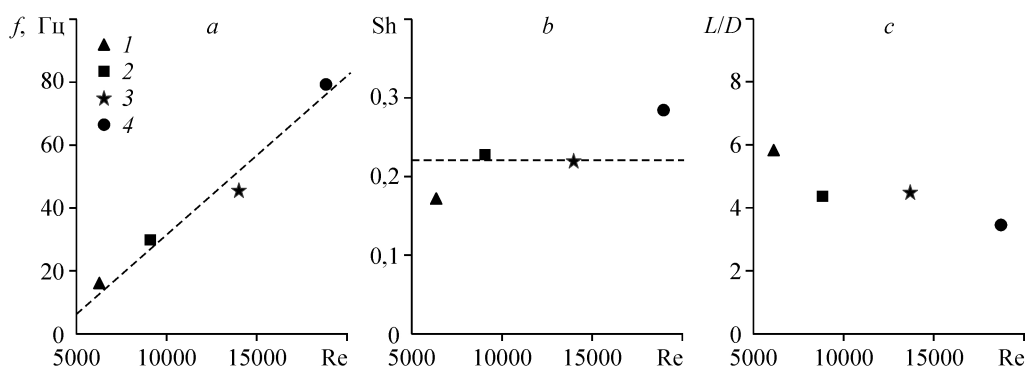

Рис. 9. Зависимости частоты колебаний (*a*), числа Струхаля Sh (*b*) и длины волны колебаний течения (*c*) от числа Re.
Символы *1 – 4* соответствуют числам Рейнольдса на рис. 8: Re = 6300 (*a*), 9100 (*b*), 14000 (*c*), 18900 (*d*).

это согласуется с результатами работ [6, 8, 22]. На основе полученных частот была рассчитана безразмерная частота (число Струхаля $\mathrm{Sh} = f \cdot D/U_Q$) и длина волны колебаний течения в зазоре $L = U_Q/f$ согласно работе [6]. Получено, что безразмерная длина волны убывает с ростом числа Re, что согласуется с данными, приведенными на рис. 8, и результатами работ [6, 22].

Заключение

Проведено экспериментальное исследование пространственной структуры потока в зазоре между плоской стенкой и тремя стержнями, моделирующими периферийную ячейку ТВС, в широком диапазоне чисел Re: от 6300 до 18900. Трехмерные распределения осредненной скорости указывают на однородную структуру течения вдоль направления потока. В исследуемом диапазоне параметров нормированные профили осредненной скорости, пульсаций скорости и касательных напряжений Рейнольдса имеют слабую зависимость от числа Re. Применение POD-разложения позволило идентифицировать моды с различными длинами волн, показать, что структура наиболее энергосодержащих собственных мод одинакова для всех рассмотренных чисел Re. Получены новые данные о нестационарном характере течения в межканальном зазоре, в частности, о влиянии числа Re на модуляцию меандрирования течения в зазоре. Полученные экспериментальные данные могут служить верификационной базой для проверки инновационных численных подходов, основной целью которых является воспроизведение сложной нестационарной гидродинамики внутри плотных упаковок стержней в активной зоне малых модульных реакторов.

Список литературы

1. **Meyer L.** From discovery to recognition of periodic large scale vortices in rod bundles as source of natural mixing between subchannels — A review // Nuclear Engng Design. 2010. Vol. 240. P. 1575–1588.
2. **Yan B.H.** The thermal hydraulic phenomenon in tight lattice bundles: A review // Annals Nuclear Energy. 2019. Vol. 126. P. 330–349.
3. **Bertocchi F., Rohde M., Kloosterman J.L.** LDA measurements of coherent flow structures and cross-flow across the gap of a compound channel with two half-rods // Nuclear Engng Design. 2018. Vol. 326. P. 17–30.
4. **Möller S.V.** On phenomena of turbulent flow through rod bundles // Exp. Thermal. Fluid Sci. 1991. Vol. 4, Iss. 1. P. 25–35.
5. **Meyer L. Rehme K.** Periodic vortices in flow through channels with longitudinal slots or fins // Proceeding of 10th Symp. on Turbulent Shear Flows. USA, 1995.
6. **Kim T., Kim K.M., Bae J.-Y., Shin C.H., In W.-K., Cho H.H.** Turbulent vortex trains in narrow square arrayed rod bundles of a dual-cooled nuclear reactor // Sci. China Techn. Scien. 2013 Vol. 56, No. 9. P. 2143–2149.
7. **Yu Y., Yang Y.** URANS simulation of the turbulent flow in tight lattice bundle // Front. Energy. 2011. Vol. 5, No. 4. P. 404–411.
8. **Yu Y.Q., Yan B.H., Cheng X., Gu H.Y.** Simulation of turbulent flow inside different subchannels in tight lattice bundle // Annals Nuclear Energy. 2011. Vol. 38. P. 2363–2373.
9. **Yan B.H., Gu H.Y., Yu L.** Numerical simulation of the coherent structure and turbulent mixing in tight lattice // Prog. Nuclear Energy. 2012. Vol. 54. P. 81–95.
10. **Tavoularis S.** Rod bundle vortex networks, gap vortex streets, and gap instability: A nomenclature and some comments on available methodologies // Nuclear Engng Design. 2011. Vol. 241. P. 2624–2626.
11. **Dolfen H., Bertocchi F., Rohde M., Degroote J.** Vibrations in a 7-rod bundle subject to axial flow: Simulations and experiments // Nuclear Engng Design. 2019. Vol. 353. P. 110227-1–110227-12.
12. **Дроздов Ю.Н., Драгунов Ю.Г., Макаров В.В.** Экспериментальные исследования фреттинг-коррозии ТВЭЛов в дистанционирующих решетках тепловыделяющих сборок водоводяных энергетических реакторов // Докл. IV междунар. научно-технич. конф. «Обеспечение безопасности АЭС С ВВРЭ» 23–26 мая, 2005. Подольск, Россия.
13. **Sirovich L.** Turbulence and the dynamics of coherent structures. I. Coherent structures // Quart. Appl. Math. 1987. Vol. 45, No. 3. P. 561–571.

14. Taira K., Brunton S.L., Dawson S.T.M., Rowley C.W. Modal Analysis of Fluid Flows: An Overview // AIAA J. 2017. Vol. 55, No. 12. P. 4013– 4041.

15. Oberleithner K., Sieber M., Nayeri C.N., Paschereit C.O., Petz C., Hege H.C., Noack B.R., Wygnanski I. Three-dimensional coherent structures in a swirling jet undergoing vortex breakdown: stability analysis and empirical mode construction // J. Fluid Mech. 2011. Vol. 679. P. 383–414.

16. Абдуракипов С.С., Дулин В.М., Маркович Д.М. Об автоколебаниях в струе и газовом факеле с сильной закруткой потока // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25, № 3. С. 395–402.

17. Merzari E., Ninokata N., Mahmood A., Rohde M. Proper orthogonal decomposition of the flow in geometries containing a narrow gap // Theor. Comput. Fluid Dyn. 2009. Vol. 23. P. 333–351.

18. Merzari E., Ninokata H. Proper orthogonal decomposition of the flow in a tight lattice rod-bundle // Nuclear Engng Design. 2011. Vol. 241. P. 4621–4632.

19. Berkooz G., Holmes P., Lumley J.L. The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows // Ann. Rev. Fluid Mech. 1993. Vol. 25. P. 539–575.

20. Merzari E., Obabko A., Fischer P. Large-scale large eddy simulation of nuclear reactor flows: Issues and perspectives // Nuclear Engng Design. 2017. Vol. 312. P. 86–98.

21. Peltier Y., Erpicum S., Archambeau P., Pirotton M. Meandering jets in shallow rectangular reservoirs: POD analysis and identification of coherent structures // Exp. Fluids. 2014. Vol 55. P. 1740-1–1740-16.

22. Liu M., Ishiwatari Y. Unsteady numerical simulations of the single-phase turbulent mixing between two channels connected by a narrow gap // Nuclear Engng Design. 2011. Vol. 241. P. 4194–4205.

Статья поступила в редакцию 6 июня 2023 г.,
после доработки — 4 июля 2023 г.,
принята к публикации 17 августа 2023 г.